

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ПЛАЗМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.Реклайтис, В.Гружинскис

Теоретически показано, что в полупроводниках при низких температурах решетки с помощью постоянных скрещенных электрического и магнитного полей возможна реализация электростатической плазменной неустойчивости фотовозбужденных электронов.

Электростатические плазменные неустойчивости (ЭПН) являются хорошо известными эффектами газовой плазмы. Аналогичные эффекты могут проявиться также в полупроводниковой плазме горячих электронов. Теоретически они рассматривались в ряде работ, например, в [1 – 4]. Однако, неустойчивости этого типа экспериментально не обнаружены. В основном, это обусловлено трудностью создания немонотонной функции распределения (ФР) пучкового типа, а также тем, что в полупроводниках имеет место сильное взаимодействие электронов с решеткой.

В настоящей работе показана возможность реализации условий, необходимых для возникновения ЭПН фотовозбужденных электронов с помощью постоянных электрического E_0 и поперечного ему неквадрупольного магнитного H_0 полей, при наличии быстрой рекомбинации электронов. Рассмотрены некоторые характеристики предсказываемой ЭПН.

При низких температурах решетки T_0 рассеяние электронов в пассивной области (ПО) импульсного пространства, в которой энергия электронов меньше энергии оптического фотона $\hbar\omega_0$, является слабым. Вследствие этого влияние рассеяния на ЭПН электронов, сосредоточенных в ПО, будет минимальным. Покажем возможность создания пучковой ФР фотоэлектронов в ПО. Для этого рассмотрим фотовозбуждение электронов монохроматическим светом из примесных уровней и будем полагать, что концентрация электронов в отсутствие фотовозбуждения пренебрежимо мала. В момент возбуждения ФР фотоэлектронов имеет вид сферы $f(V) \sim \delta(V^2 - V_0^2)$, где V_0 — абсолютное значение скорости фотоэлектрона. Если энергия фотоэлектрона несколько меньше $\hbar\omega_0$, то ФР может быть преобразована к трехпучковому распределению путем приложения скрещенных E_0 и H_0 полей. При $2\pi\nu \ll \omega_c$, где ν и ω_c — частота рассеяния в ПО и циклотронная частота, траектории в импульсном пространстве будут иметь вид окружностей с центром, сдвинутым в перпендикулярном E_0 и H_0 направлении. Если подобрать соответствующим образом величины E_0 и ω_c , то фотоэлектроны, с достаточно большими, поперечными H_0 , компонентами скорости, определенный интервал циклотронного периода будет иметь энергию, превышающую $\hbar\omega_0$, и, после быстрого испускания оптического фотона, почти полностью ее потеряют. В результате этого ФР в направлении H_0 примет трехпучковый вид. Как известно, при гелиевых температурах среднее время жизни носителей в полупроводниках может быть порядка 10^{-10} сек [5, 6]. Расчеты каскадного захвата электронов на примесные уровни с участием акустических фононов [7, 8] показывают, что частота захвата ν_R зависит от скорости электрона как $\nu_R(V) \sim |V|^{-5}$ [8]. Ввиду этих обстоятельств можно ожидать возникновения стационарной ФР пучкового типа (если не учесть ЭПН) при непрерывном фотовозбуждении электронов в пассивную область.

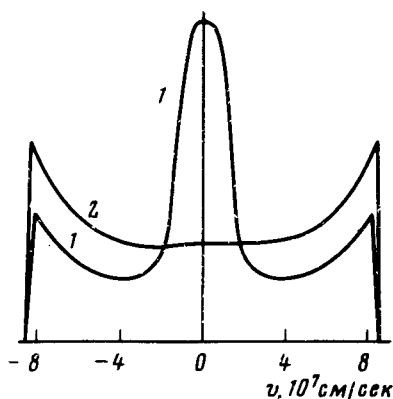


Рис. 1. Стационарная функция распределения фотоэлектронов в направлении магнитного поля для n -InSb, при $E_0 = 40$ В/см и $\omega_c = 4,4 \cdot 10^{12}$ сек $^{-1}$:
 $1 - \nu_R = 10^{10}$ сек $^{-1}$, $2 - \nu_R(V) = 3 \cdot 10^{48} |V|^{-5}$

Это предположение подтверждают численные расчеты эволюции ФР, проведенные нами многочастичным методом Монте-Карло для модели n -InSb [9], при $T_0 = 4,2$ К. Энергия генерируемых фотоэлектронов была $0,024$ эВ ($\hbar\omega_0 = 0,0244$ эВ). Расчеты показали, что стационарная ФР формируется в течение времени порядка циклотронного периода. При $\nu_R = \text{const} = 10^{10}$ сек $^{-1}$ стационарная ФР приняла трехпучковый вид, а

при $\nu_R(V) \sim |V|^{-5}$ — двухпучковый (рис. 1). Учет рассеяния на ионизированных примесях в приближении Коуэлл — Вайскопф не привел к существенному изменению формы ФР при концентрации ионизированных примесей $N \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

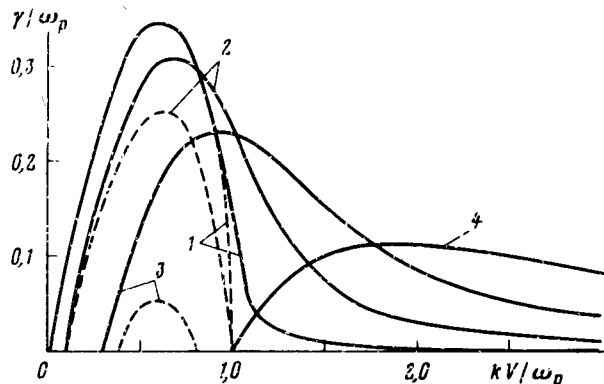


Рис. 2. Инкремент нарастания ЭПН при разных значениях ν_R : 1 — $\nu_R/\omega_p = 0,01$; 2 — 0,1; 3 — 0,3; 4 — 1,0

Исследуем предсказываемую ЭПН в линейном приближении с учетом рекомбинации. При этом, в отличие от работы [2], учтем зависимость N от координаты x и времени t , возникающую вследствие рекомбинации электронов. Для простоты, рассеянием фононами и примесями будем пренебрегать и полагать, что в отсутствие плазменных возмущений имеем стационарную одномерную в направлении H_0 ФР $f_0(V)$ и установившуюся концентрацию электронов. Тогда система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial V} = g(V) - \nu_R(V)f,$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \int [g(V) - \nu_R(V)f] dV,$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} [\int f dV - N].$$

Здесь E — поле объемного заряда, $g(V)$ — эффективная скорость генерации, учитывающая фотогенерацию, циклотронное вращение и испускание оптических фононов. Линеаризуем уравнения (1) для возмущений вида $\exp[i(kx - \omega t)]$ полагая при этом, что невозмущенные ФР и концентрация равны:

$$f_0(V) = g(V)/\nu_R(V), \quad N_0 = \int f_0(V) dV.$$

Тогда из (1) с учетом (2) получаем дисперсионное уравнение:

$$\frac{\omega_p^2}{N_0} \int \frac{f_0(V) \left[1 + \frac{i}{\omega} \left(\nu_R(V) - V \frac{\partial \nu_R(V)}{\partial V} \right) \right]}{(\omega - kV + i\nu_R(V))^2} dV = 1,$$

где ω_p — плазменная частота. Для $f_0(V) = (N_0/2) [\delta(V + V_0) + \delta(V - V_0)]$

(идеализация ФР, представленной на рис. 1, кривой 2) зависимости инкремента нарастания ЭПН от волнового числа k при разных значениях $\nu_R = \text{const}$, полученные решением (3), приведены на рис. 2 сплошными кривыми. Штриховые кривые вычислены согласно работе [2], где не учтена зависимость N от x и t .

Проведенное нами моделирование ЭПН в нелинейном режиме методом плоских листов показало, что при наличии быстрой рекомбинации возникает непрерывный режим ЭПН. После линейного развития, концентрация электронов, ФР и электрическое поле объемного заряда непрерывно осциллируют с частотой близкой к ω_p (при $N = 1,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\omega_p/2\pi = 200 \text{ ГГц}$) и не угасают во времени. Поэтому, рассмотренная ЭПН может быть использована для генерации электромагнитных волн коротковолновой части сверхвысокочастотного диапазона.

Институт физики полупроводников
Академии наук Литовской ССР

Поступила в редакцию
3 октября 1981 г.

Литература

- [1] Pines D., Schrieffer J.R. Phys. Rev., 1961, 124, 1387.
 - [2] Иванов А.А., Коршунов С.М., Рыжий В.И., Соболева Т.К. Препринт Института атомной энергии, №2419, Москва, 1974.
 - [3] Guha S., Sen P.K. Phys. Stat. Sol. (a) 1977, 43, 89.
 - [4] Пожела Ю., Реклайтис А. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 713.
 - [5] Habegger M.A., Fan H.Y. Phys. Rev. Lett., 1964, 12, 99.
 - [6] Stocker H.J., Levinstein H., Stannard C.R. Phys. Rev., 1966, 150, 613.
 - [7] Lax M. Phys. Rev., 1960, 119, 1502.
 - [8] Абакумов В.Н., Ясевич И.Н. ЖЭТФ, 1976, 71, 657.
 - [9] Fawcett W., Ruch J.G. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, 368.
-